

# 用强子化的夸克组合模型事例产生器 研究 $e^+e^- \rightarrow h's$ 过程\*

司宗国<sup>2</sup> 谢去病<sup>1</sup>

1(山东大学物理系, 山东济南 250100)

2(华中师范大学粒子物理研究所, 湖北武汉 430070)

**摘要** 用强子化的夸克组合模型研究了  $e^+e^- \rightarrow h's$  反应, 发现它可以用比 LUND 弦碎裂模型少得多的可调参数拟合实验事实, 并对一些现象给出更直观的理解. 对模型预言与实验的某些偏离, 也作了分析.

**关键词** 强子化 夸克组合模型 事例产生器

## 1 引言

至今, 高能  $e^+e^-$  反应积累了大量实验数据, 为深入研究强子化机制提供了有利条件. 目前强子化过程还只能用各种唯象模型(如 LUND 弦碎裂模型, WEBBER 模型和夸克组合模型等)来描述. 夸克组合模型(QCM)的最大优点是不必象其它模型那样引入与介子产生不同的附加机制(如 'diquark' 和 'popcorn' 机制), 就能自然地描写重子的产生. 在  $e^+e^-$  反应中, 有超过半数的末态重子是直接产生的, 其余重子也大体保留了母体的快度和运动方向. 因此, 重子的性质特别是重子反重子( $B\bar{B}$ )关联能更直接反映强子化机制, 作为检验强子化模型的判据. 早在 1983 年, TASSO 组就测量了  $\sqrt{S} \approx 30\text{GeV}$  下的质子反质子( $p\bar{p}$ )快度关联, 并与不同模型的预言进行了比较, 发现根据 Cerny 等人编写的 Monte Carlo 程序得到的  $p\bar{p}$  快度关联与实验结果尖锐矛盾<sup>[1]</sup>, 由于 Cerny 等人的 Monte Carlo 程序以夸克随机组合图象为基础, 所以人们认为 QCM 已被这一实验排除<sup>[1-4]</sup>. 后来, 人们又测量了  $29\text{GeV}$ <sup>[5]</sup> 以及  $\Upsilon$  共振<sup>[6]</sup> 的  $B\bar{B}$  关联, 发现如果不引入 'popcorn' 机制, LUND 模型就不能拟合实验上测量的  $B\bar{B}$  关联. 最近, OPAL 组又精确测量了  $91\text{GeV}$  下  $\Lambda\bar{\Lambda}$  快度关联, 并与 UCLA, Webber 和 LUND 模型的预言作了比较, 发现只有 LUND 模型在 'popcorn' 参数  $\rho$  很大(达到 95%)时, 才能拟合实验<sup>[7]</sup>.

1987 年, 从 QCM 的基本图象出发, 对  $e^+e^-$  反应中的  $B\bar{B}$  关联作了定性分析, 发现

1998-06-08 收稿

\* 国家自然科学基金资助

QCM 的预言原则上不和实验矛盾. 与此同时, 在 QCM 的框架下, 提出了夸克产生律和夸克组合律 (即所谓 '山东模型'), 给出了平均直生重子数和介子数的解析公式<sup>[8]</sup>, 用它们成功地解释了与末态粒子产额有关的一系列实验现象<sup>[8-12]</sup>. 而对于与末态粒子动量分布有关的实验结果, 如  $\overline{B}\overline{B}$  快度关联等等, 灵敏依赖于具体的实验测量条件, 只能用事例产生器进行对比研究. 一个完整的  $e^+e^-$  反应的事例产生器包括弱电过程、Parton Shower、强子化过程和不稳定粒子的衰变四个过程. 全面检验 QCM 同样需要一个完整的事例产生器. 在现有  $e^+e^-$  反应事例产生器 (如 JETSET 和 HERWIG) 中, 弱电过程和 Parton Shower 过程分别用弱电理论和 PQCD 来描写, 而除个别 c、b 强子外, 不稳定强子的衰变都用实验数据作输入来描写, 所以这三部分在不同事例产生器中差别不大. 为便于与其它模型比较, 用目前国际上通用的程序来描写这三个过程, 而用 QCM 描述强子化过程, 得到一个完整的  $e^+e^- \rightarrow h's$  事例产生器 (称之为 SDQCM), 通过将其预言与实验全面比较来检验夸克组合模型. 用 SDQCM 对  $\overline{B}\overline{B}$  快度关联作了重新研究, 发现不需任何附加参数, QCM 不仅可以解释 TASSO 组测量的  $\overline{p}\overline{p}$  快度关联, 而且还可以很好地解释 OPAL 组测量的  $\Lambda\overline{\Lambda}$  快度关联, 给出重子数的定域补偿<sup>[13]</sup>. 在此基础上, 用 SDQCM 研究了不同能量下,  $e^+e^-$  反应的末态粒子产额、b 夸克和轻夸克事例的平均带电多重数之差  $\delta_{ch}$  和重子介子比以及 91 GeV 下, 带电粒子与  $\Lambda$  粒子的动量分布、事例形状分布和  $\overline{B}\overline{B}$  关联等. SDQCM 给出的这些预言都与实验符合; 同时, 也对 SDQCM 和 JETSET 的部分预言作了比较.

本文内容安排如下: 第 2 和 3 节分别简要介绍了描写 Parton Shower 过程的色偶极子模型和描写强子化过程的夸克组合模型; 第 4 节中, 用 SDQCM 对  $e^+e^- \rightarrow h's$  过程作了比较全面的研究; 第 5 节是结束语.

## 2 色偶极子模型

在目前流行的事例产生器中, 大都采用 Parton Shower 模型来描述部分子级联过程. 这些模型都是以 PQCD 中领头对数近似下得到的 Altarelli-Parisi 劈裂函数为基础, 本文采用 LUND 组最新发展的色偶极子模型 (CDM) 来描写 Parton Shower 过程. 在 CDM 中, 存在三种类型的色偶极子: (1) 夸克反夸克形成的色偶极子  $q\overline{q}$ , (2) 夸克胶子形成的色偶极子  $qg$ , (3) 胶子胶子形成的色偶极子  $gg$ . 胶子从不同类型的色偶极子中辐射的几率公式为<sup>[14]</sup>:

$$q\overline{q} \rightarrow q\overline{q}g: \frac{dP_{q\overline{q}}}{dx_1 dx_3} = \frac{2\alpha_s}{3\pi} \frac{x_1^2 + x_3^2}{(1-x_1)(1-x_3)}, \quad (1)$$

$$qg \rightarrow qgg: \frac{dP_{qg}}{dx_1 dx_3} = \frac{3\alpha_s}{4\pi} \frac{x_1^2 + x_3^3}{(1-x_1)(1-x_3)}, \quad (2)$$

$$gg \rightarrow ggg: \frac{dP_{gg}}{dx_1 dx_3} = \frac{3\alpha_s}{4\pi} \frac{x_1^3 + x_3^3}{(1-x_1)(1-x_3)}. \quad (3)$$

其中  $x_i = 2E_i / M_{\text{dipole}}$  ( $i = 1, 2, 3$ ),  $M_{\text{dipole}}$  是辐射前色偶极子的不变质量;  $x_1(x_3)$  代表端点处

部分子的能量分数,  $x_2$  代表辐射胶子的能量分数, 且  $x_1 + x_2 + x_3 = 2$ . 注意到式(1, 2, 3)中夸克的能量分数是以二次方的形式出现的, 而胶子的能量分数是以三次方的形式出现的, 这是由于夸克和胶子的极化不同造成的.

在 CDM 中, 为了便于用 Monte Carlo 方法来模拟部分子级联过程, 定义

$$K_T^2 = M^2(1 - x_1)(1 - x_3),$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{1 - x_3}{1 - x_1},$$

于是(1)–(3)式变为

$$\bar{q}q \rightarrow \bar{q}qg: \frac{dP_{\bar{q}q}}{dK_T^2 dy} = \frac{4\alpha_s}{3\pi} \frac{1}{K_T^2}, \quad (4)$$

$$qg \rightarrow qgg: \frac{dP_{qg}}{dK_T^2 dy} = \frac{3\alpha_s}{2\pi} \frac{1}{K_T^2}, \quad (5)$$

$$gg \rightarrow ggg: \frac{dP_{gg}}{dK_T^2 dy} = \frac{3\alpha_s}{2\pi} \frac{1}{K_T^2}. \quad (6)$$

利用上面的公式并借助于 Sudakov 形状因子

$$S(K_T^2) = \exp\left(-\int dK_T^2 \int \frac{dP_i}{dK_T^2 dy} dy\right), \quad i = \bar{q}q, qg, gg, \quad (7)$$

就可以用 CDM 把 Parton Shower 过程模拟出来. 这就是 ARIADNE 程序<sup>[15]</sup>.

### 3 夸克组合模型

CDM 给出了 Parton Shower 过程结束后的多部分子末态, 这些部分子如何转化为强子呢? 本文用 QCM 来描述其强子化过程. 下面首先介绍如何用 QCM 来处理  $q\bar{q}$  系统的强子化, 然后将其推广到多部分子态的情况, 用来处理多部分子态的强子化.

#### 3.1 $q\bar{q}$ 系统的强子化

任何强子化模型都以能量为  $W$  的  $q\bar{q}$  色单态系统的强子化作为多部分子系统强子化的基础. 下面, 简要介绍 QCM 如何处理  $q\bar{q}$  系统强子化, 以及如何得到  $q\bar{q}$  系统所产生的直生强子的动量分布.

##### 3.1.1 夸克产生律和组合律

假定  $q\bar{q}$  系统的质心能量(即不变质量)为  $W$ .  $q$  和  $\bar{q}$  之间形成色弦. 在  $q\bar{q}$  系统的质心系中, 当  $q$  和  $\bar{q}$  背向运动时,  $W$  将逐渐从动能转变为色弦的势能, 从真空中激发产生新的夸克对. 假定新生夸克对的数目  $N$  服从 Poisson 分布

$$P(N, \langle N \rangle) = \frac{\langle N \rangle^N}{N!} e^{-\langle N \rangle},$$

其中  $\langle N \rangle$  为强子化前最终产生的平均夸克对数, 根据能量守恒<sup>[8]</sup>,

$$\langle N \rangle = \sqrt{\alpha^2 + \beta(W - M_q - M_{\bar{q}} + 2\bar{m})} - \alpha - 1. \quad (8)$$

式中  $M_q$  ( $M_{\bar{q}}$ ) 是初始夸克  $q$  (反夸克  $\bar{q}$ ) 的质量,  $\bar{m}$  是新生夸克的平均质量,  $\alpha = \beta\bar{m} - \frac{1}{4}$ .  $\beta$  是最终  $\langle N \rangle + 1$  对夸克间平均相互作用势能的倒数, 作为与  $W$  无关的待定参数, 取  $\beta = 4.1 \text{ GeV}^{-1}$ . 式 (8) 称为夸克产生律.

根据夸克产生律, 在  $q\bar{q}$  系统中产生了  $N + 1$  对夸克 (包括最初的一对夸克), 不管它们刚产生时是否有一定的时间与快度序列, 但由于它们产生以后要经过一段比硬过程长得多的时间才开始形成强子<sup>[16]</sup>, 在这段时间内, 它们之间必然发生强相互作用, 从而打乱其原有的快度排序, 导致它们在快度轴上随机排列. 在 [8, 10] 中证明快度近关联的夸克组合正是 QCD 的基本要求, 并可在 QCM 框架内完全确定直生强子的形成规律 (即夸克组合律), 统一描写重子和介子的产生, 这是 QCM 与其它强子化模型的根本区别. 在 QCM 中, 直生强子的味道由破缺  $SU_f(3)$  决定, 只有一个参数, 即由实验确定的奇异抑制因子  $\gamma_s$  ( $= 0.3$ ); 自旋为  $3/2$  和  $1/2$  的基态重子由一可调参数  $(3/2)^+ / (1/2)^+$  控制; 在轨道角动量相同的介子中, 不同自旋介子之间的相对比例完全由自旋计数决定; 轨道角动量  $L = 0$  或  $L = 1$  的介子由可调参数  $(L = 1) / (L = 0)$  确定 (见表 1). 此外, 在 QCM 框架下, 根据破缺的  $SU_f(3)$  可以自然地解释激发态重子的产生<sup>[17]</sup>, 但目前 SDQCM 产生的直生重子中并未

表 1 强子化过程中 JETSET7.3 与 SDQCM 中所采用的参数

A. 与重子产生有关的参数	
JETSET7.3	SDQCM
$\gamma_s = P(s) / P(u) (D = 0.30)$	$\gamma_s (D = 0.3)$
$P(qq) / P(q) (D = 0.10)$	$\beta (D = 4.1 \text{ GeV}^{-1})$
$\{P(us) / P(ud)\} / \gamma_s (D = 0.4)$	
$P(qq1) / P(qq0) (D = 0.05)$	$(3/2)^+ / (1/2)^+ (D = 0.2)$
$B\bar{M}\bar{B} / (B\bar{B} + B\bar{M}\bar{B}) (D = 0.5)$	
B $\bar{M}\bar{B}$ 组态中 $B\bar{B}$ 含 $s\bar{s}$	
时受到的额外抑制 ( $D = 0.5$ )	
B $\bar{M}\bar{B}$ 组态中产生奇异介子	
时受到的额外抑制 ( $D = 0.5$ )	
B. 与介子产生有关的参数	
JETSET7.3	SDQCM
轻介子的 $1^- / 0^- (D = 0.5)$	
奇异介子的 $1^- / 0^- (D = 0.6)$	$(L = 1) / (L = 0) (D = 0.25)$
c, b 介子的 $1^- / 0^- (D = 0.75)$	$L = 0, 1$ 介子中不同 $J$ 的介子比例由自旋计数 ( $2J + 1$ )
与 $L = 1$ 介子有关的四个可调参数 ( $D = 0$ )	决定
C. 与直生强子的动量分布有关的参数	
JETSET7.3	SDQCM
$\sigma_q (D = 0.35)$	
LUND 碎裂函数中的 $\alpha (D = 0.35)$	$\sigma (D = 0.2)$
LUND 碎裂函数中的 $b (D = 0.9)$	

包括激发态重子.

QCM 的一个优点是能够自然地给出重子介子比. 根据上面确定的夸克组合律, 文献 [8] 中给出了平均直生介子数和重子数的解析公式. 当  $N \geq 3$  时, 平均直生介子数  $\bar{M}(N)$  和重子数  $\bar{B}(N)$  可以表示为

$$\begin{cases} \bar{M}(N) = aN + b \\ \bar{B}(N) = \frac{(1-a)}{3} N - \frac{b}{3} \end{cases}, \quad (9)$$

其中  $a = 0.66; b = 0.56$ . 当  $N < 3$  时,

$$\bar{M}(N) = N, \quad \bar{B}(N) = 0. \quad (10)$$

这样在夸克组合模型中, 重子介子比就完全由夸克对数决定了, 而在 LUND 模型中, 重子介子比靠自由参数  $P(qq)/P(q)$  调节. 这些都表明 QCM 能更具体地描述强子化过程.

### 3.1.2 $q\bar{q}$ 系统中直生强子的动量分布

从 QCM 中所有新生夸克在快度轴上随机分布出发, 直接得出由它们按照夸克组合律形成的直生强子的快度也是均匀分布的, 但强子系统的能量动量必须满足守恒定律, 即

$$\begin{cases} Y_i = Z + \xi_i Y \\ 0 \leq \xi_i \leq 1 \end{cases}, \quad (11)$$

其中  $\xi_i$  是一个随机数;  $Z$  和  $Y$  是两个宗量, 可以根据  $q\bar{q}$  系统中直生强子的能量和动量守恒确定:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^H E_i = W \\ \sum_{i=1}^H P_{Li} = 0 \end{cases}, \quad (12)$$

$H$  表示  $q\bar{q}$  系统中直生强子的数目; 上式中  $E_i$  和  $P_{Li}$  代表第  $i$  个直生强子的能量和纵动量.

$$\begin{cases} E_i = m_{Ti} \frac{\exp(Y_i) + \exp(-Y_i)}{2} \\ P_{Li} = m_{Ti} \frac{\exp(Y_i) - \exp(-Y_i)}{2} \end{cases}, \quad (13)$$

其中  $m_{Ti}$  是第  $i$  个直生强子的横质量, 定义为

$$m_{Ti} = \sqrt{m_i^2 + P_{Ti}^2}, \quad (14)$$

上式中  $m_i$  是第  $i$  个直生强子的质量;  $P_{Ti}$  是第  $i$  个直生强子的横动量, 与 LUND 模型一样, 假定它们服从 Gaussian 分布

$$f(\mathbf{P}_{T1}, \dots, \mathbf{P}_{TH}) \propto \prod_{i=1}^H \exp\left(-\frac{P_{Ti}^2}{\sigma^2}\right) \delta\left(\sum_{i=1}^H P_{Ti}\right), \quad (15)$$

$\sigma$  是一个自由参数, 在下面的计算中, 取  $\sigma = 0.2 \text{ GeV}$ .

注意到式(11)实际上是纵向相空间的另外一种表达方式. 它不含任何可调参数. 由于在 QCM 中采用了无任何可调参数的纵向相空间近似, 可以预料它预言的末态粒子动量谱很难像含有几个可调参数的 LUND 模型那样精确拟合实验.

### 3.2 多部分子态的强子化

上面介绍了如何用 QCM 处理  $q\bar{q}$  系统的强子化. 在 高能反应中, 由于存在 Parton Shower 过程,  $q\bar{q}$  系统的强子化在整个事例中所占的比例很小, 大多数情况都是包含胶子在内的多部分子态的强子化. 下面以  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  过程中  $q\bar{q}g$  系统的强子化为例来说明 QCM 如何处理多部分子态的强子化. 假定  $q, \bar{q}$  和  $g$  的四动量分别为

$$P_i = (E_i, \mathbf{P}_i), \quad i = q, \bar{q}, g. \quad (16)$$

由于胶子带一正一反两个色荷, 采用一个最简单的图象来描写强子化前多部分子体系的预禁闭结构, 即令胶子等效为一对夸克反夸克  $q'\bar{q}'$ , 它们分别携带胶子四动量的一半, 相邻的色与反色(即夸克与反夸克)形成一个色中性系统. 这样强子化前, 原始的  $q\bar{q}g$  系统就劈裂为两个子系统  $q\bar{q}'$  和  $q'\bar{q}$ , 其不变质量分别为

$$\begin{cases} W_{q\bar{q}'} = \sqrt{\left(P_1 + \frac{P_2}{2}\right)^2} = \sqrt{\left(E_q + \frac{E_g}{2}\right)^2 - \left(\mathbf{P}_q + \frac{\mathbf{P}_g}{2}\right)^2} \\ W_{q'\bar{q}} = \sqrt{\left(P_3 + \frac{P_2}{2}\right)^2} = \sqrt{\left(E_{\bar{q}} + \frac{E_g}{2}\right)^2 - \left(\mathbf{P}_{\bar{q}} + \frac{\mathbf{P}_g}{2}\right)^2} \end{cases} \quad (17)$$

把每个子系统都近似看作是色单态系统, 能够独立强子化, 其强子化过程完全可以用 3.1 节中介绍的方法来处理.

当胶子很软(即  $E_g \rightarrow 0$ )或当胶子与其它部分子接近共线时,  $S_{qg} \rightarrow 0$  或  $S_{g\bar{q}} \rightarrow 0$  (其中  $S_{qg} = (P_q + P_g)^2$  和  $S_{g\bar{q}} = (P_g + P_{\bar{q}})^2$ ). 注意到这两种情况对应着树图近似下  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  过程微分截面的发散. 为了消除其发散, 需要引入一个截断参数  $S_{\min}$ . 在下面的计算中, 取  $\sqrt{S_{\min}} = 2.6\text{GeV}$ . 当  $S_{qg} < S_{\min}$  或  $S_{g\bar{q}} < S_{\min}$  时, 胶子  $g$  将不能被分辨为一个独立的部分子, 即多部分子态  $q\bar{q}g$  将回到  $q\bar{q}$  态, 这时, 软或共线的胶子就把两个子系统  $qg$  和  $g\bar{q}$  联结为一个大的  $q\bar{q}$  系统, 这个大系统的四动量  $P$  和不变质量  $W$  分别为  $P = P_q + P_g + P_{\bar{q}}$  和  $W = \sqrt{P^2}$ . 于是可以在这个比较大(子)系统中应用处理  $q\bar{q}$  系统强子化的方法给出这个系统中直生强子的性质. 在 Webber 模型或 LUND 模型中, 也有一个类似的自由参数, 分别对应着集团或色弦的最小不变质量.

上述图象可推广到任意多部分子态的情况. 这样就可以用夸克组合模型来描写  $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow h's$  反应中的强子化过程.

## 4 数值结果

表 1 中, 列出了 JETSET7.3 和 SDQCM 为描述强子化过程所引入的参数. 显然, LUND 模型中自由参数的数目远远超过 QCM. 如为了描写重子的产生, LUND 模型就引入了至少七个自由参数, 但调节这些参数并不能同时拟合 91GeV 下  $(3/2)^+$  和  $(1/2)^+$  重

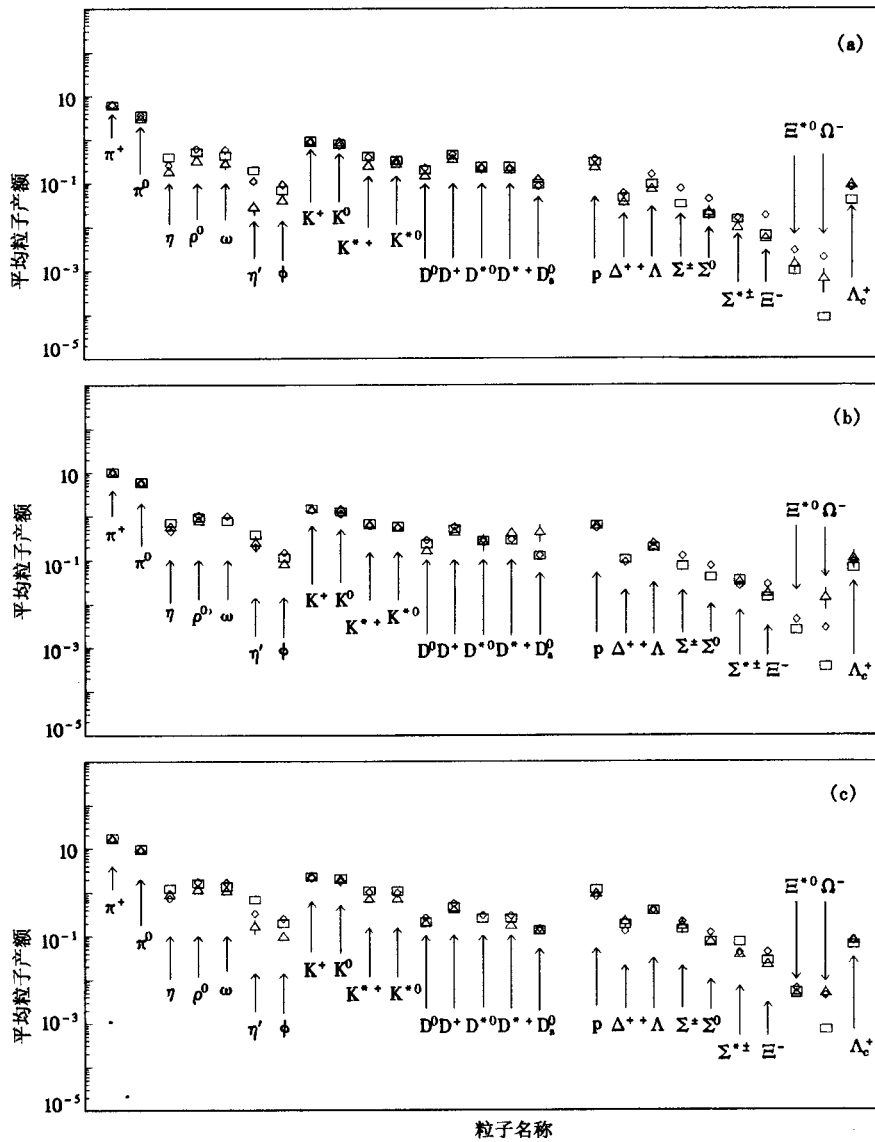


图1 SDQCM和JETSET7.3预言的末态粒子产额

(a) 10GeV; (b) 29GeV; (c) 91GeV.  $\Delta$ data;  $\square$ JETSET 7.3;  $\diamond$ SDQCM.

子的产额<sup>[7]</sup>,而 QCM 只用为数不多的几个可调参数所得到的结果大都与实验符合. 尽管不同强子化模型都可能通过调节或多或少的自由参数来描写实验数据,但只有有用为数更少的不随能量改变的一组参数能拟合更宽能区范围的实验事实时,该模型给出的预言才有理论价值. 下面用 SDQCM 来研究 LEP1 及其以下能区  $e^+e^- \rightarrow h's$  过程,并将部分结果与 LUND 模型<sup>1)</sup>作了比较.

1) 如非特别指明,本文中LUND模型的结果是统一用JETSET7.3的'default'参数(见表1)运行得到的.

#### 4.1 末态粒子产额

末态粒子产额是对强子化机制的一个基本检验,图 1a、b 和 c 中,分别用 JETSET7.3 和

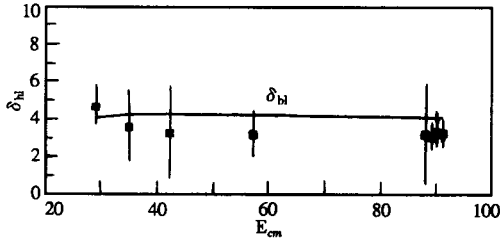


图 2 SDQCM 预言的不同能量下 b<sub>-</sub> 夸克和轻夸克事例带电多重数之差  $\delta_{b_1}$

SDQCM 预言了  $e^+e^-$  反应中  $\sqrt{S} = 10, 29$  和  $91\text{GeV}$  时各种末态粒子产额,其中实验数据取自文献 [18]. LUND 模型和 QCM 的预言与实验符合的数目持平. 图 2 给出了 SDQCM 预言的不同能量下 b 夸克和轻夸克事例平均带电多重数之差  $\delta_{b_1}$ , 及与实验数据<sup>[19]</sup> 的比较.

#### 4.2 重子介子比

在 LUND 模型中,重子介子比由自由参数  $P(qq)/P(q)$  调节;而在 QCM 中,重子数和介子数只与系统中产生的夸克数  $N$  有关(见 9 和 10 式),在各种能量下是完全确定的. 这样,能否给出实验测量的重子介子比就成为检验夸克组合模型的关键. 表 2 中,给出了 10、~30 和  $91\text{GeV}$  下的几个重子介子比.

表 2 夸克组合模型给出的  $10\text{GeV}$ 、~ $30\text{GeV}$  和  $91\text{GeV}$  下的重子介子比

	$\sqrt{S}=10\text{GeV}$		$\sqrt{S}\approx 30\text{GeV}$		$\sqrt{S}=91\text{GeV}$	
	SDQCM	data	SDQCM	data	SDQCM	data
$\frac{P}{\pi^+}$	0.056	$0.038\pm 0.003$	0.058	$0.062\pm 0.005$	0.0473	$0.054\pm 0.007$
$\frac{p}{K^+}$	0.395	$0.281\pm 0.030$	0.390	$0.432\pm 0.043$	0.38	$0.38\pm 0.05$
$\frac{\Sigma(1385)^{\pm}}{K^{*+}}$	0.041	$0.039\pm 0.012$	0.0399	$0.0516\pm 0.0131$	0.0401	$0.0487\pm 0.0094$
$\frac{\Xi(1530)^0}{K^{*0}}$	0.0074	$0.005\pm 0.002$	0.0067		0.0062	$0.0082\pm 0.0021$

QCM 的预言大都与实验符合,在文献 [11] 中,用 QCM 对这样宽能区中重子介子比的变化规律作过专门分析,发现随着能量升高,一方面色偶极子分裂,可独立碎裂的子系统增多,趋向重子介子比减小;另一方面每个子系统的不变质量增大,使重子介子比趋向升高. 两者共同的结果导致不同能量下重子介子比趋于不变. 从 Parton Shower 及强子化过程的统一上直观地说明了这一实验规律.

#### 4.3 末态粒子的动量谱

在图 3 和图 4 中,分别给出了  $\sqrt{S} = 91\text{GeV}$  下,  $\pi^{\pm}$ 、 $K^{\pm}$  和  $p/\bar{p}$  的动量谱(图 3a)、带电粒子的快度分布(图 3b)和  $\xi_p = \ln(1/x_p)$  分布(图 3c)、 $\Lambda$  粒子动量分布(图 4a)和  $\xi_p$  分布(图 4b),其中实验结果来自文献 [20—22]. SDQCM 的预言与实验数据定性符合,但定量上,SDQCM 与实验的偏离要比 JETSET7.3 大. 一方面表明夸克快度均匀分布虽然总体上能



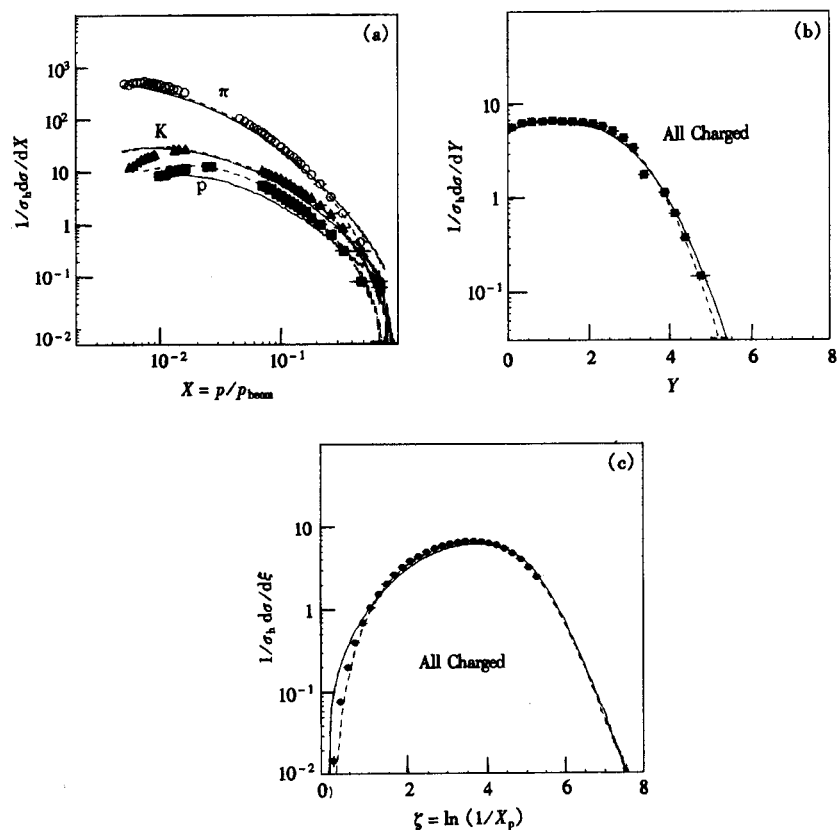


图 3 91GeV 下, (a)  $\pi^\pm, K^\pm$  和  $p\bar{p}$  的动量谱; (b) 带电粒子的动量分布;

(c) 带电粒子的  $\xi = \ln 1/x_p$  分布

—SDQCM; ----JETSET 7.3; ■ DEPHI.

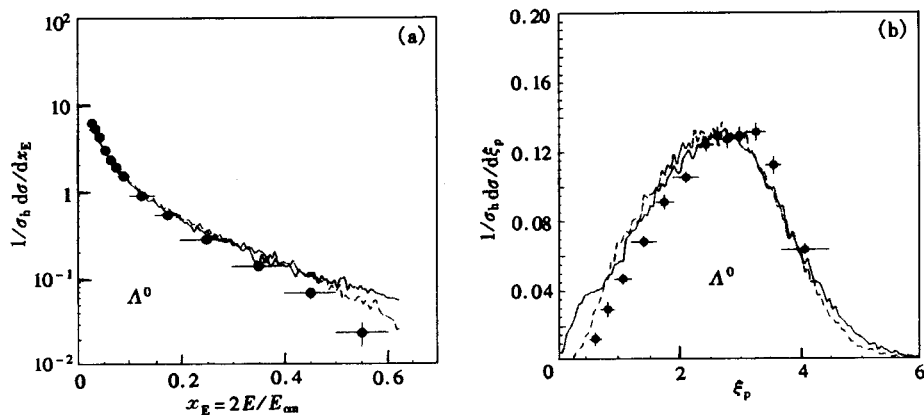


图 4 91GeV 下, (a)  $\Lambda$  的动量分布; (b)  $\Lambda$  的  $\xi = \ln 1/x_p$  分布

—SDQCM; ----JETSET 7.3; ◆ OPAL data.

够给出末态粒子的动量分布,但它由于没有任何可调参数(LUND)模型的碎裂函数包括  $a, b$  两个可调参数),不能指望它能完全拟合实验.

#### 4.4 事例形状分布

用 SDQCM 和 JETSET7.3 研究了  $\sqrt{S}=91\text{GeV}$  时由带电粒子的径迹所确定的各种事例形状分布. 它们的预言都与实验符合. 如图 5 中 SDQCM 和 JETSET7.3 预言的球度( $S$ )和冲度( $T$ )分布与实验<sup>[21]</sup>符合. 事例形状分布主要由强子化前部分子的分布决定,它们受强子化模型的影响很小,不能用来检验强子化模型.

#### 4.5 重子反重子关联

表 3 中,列出了 SDQCM 和 JETSET7.3 预言的  $91\text{GeV}$  下  $B\bar{B}$  味道补偿. SDQCM 的预

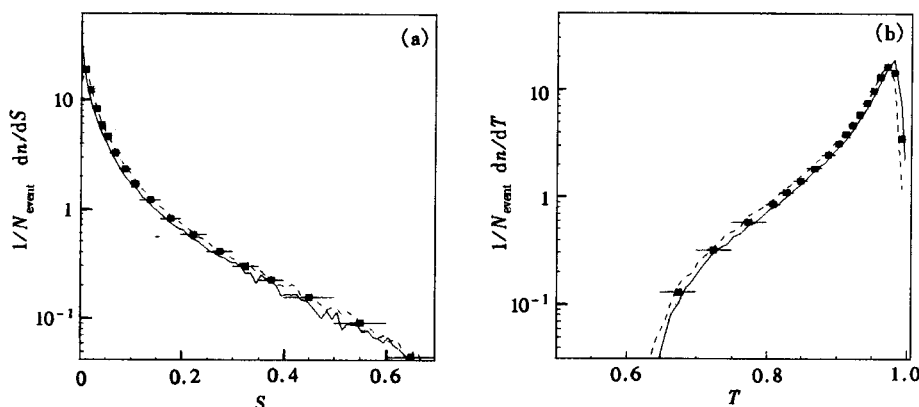


图 5  $91\text{GeV}$  下, (a)球度( $S$ )和 (b)冲度( $T$ )分布

—SDQCM; ----JETSET7.3.

言中有一个而 JETSET7.3 有两个与实验偏离较大. 此外 PEP/PETRA 的实验结果发现在同一半球内重子与反重子数目趋向于平衡<sup>[23]</sup>,即所谓的重子数定域补偿,并被认为是类链模型的证据,但在文献 [13] 中,发现考虑多部分子的强子化后, QCM 同样可以得到重子数定域补偿. 表 4 中,列出了 SDQCM 和 JETSET7.3 预言的  $R_{B_1 B_2} = N_{B_1 B_2}^S / N_{B_1 B_2}^D$ , 其中  $N_{B_1 B_2}^S$  ( $N_{B_1 B_2}^D$ ) 表示  $B_1 B_2$  出现在同一(不同)半球内的数目. 显然 QCM 和 LUND 模型都给出  $R_{B_1 B_2} > 1$  和  $R_{B_1 B_2} < 1$ .

图 6 中,给出了 SDQCM 和 JETSET7.3 预言的  $91\text{GeV}$  下  $p\bar{p}, \Lambda\bar{\Lambda}$  和  $\Lambda\bar{p}$  快度关联,其中 JETSET7.3 的预言和 DEPHI 的实验结果都取自文献 [24]. 显然 QCM 和 LUND 模型都能给

表 3  $91\text{GeV}$  下  $B\bar{B}$  味道关联

Pair	data	JETSET7.3	SDQCM
$\Lambda\bar{\Lambda}$	$0.49 \pm 0.06$	0.36	0.46
$\Lambda\Lambda + \bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$	$0.13 \pm 0.01$	0.13	0.12
$\Xi^- \bar{\Lambda} + \bar{\Xi}^+ \Lambda$	$0.463 \pm 0.099$	0.504	0.564
$\Xi^- \bar{\Xi}^+$	$0.04 \pm 0.06$	0.15	0.16

表 4  $91\text{GeV}$  下重子数的定域补偿  $R_{BB'}$

$R_{BB'}$	SDQCM	JETSET7.3
$R_{P\bar{P}}$	3.381	4.648
$R_{P\bar{P}}$	0.735	0.689
$R_{\Lambda\bar{\Lambda}}$	3.456	3.706
$R_{\Lambda\Lambda}$	0.707	0.659
$R_{\Lambda\bar{P}}$	2.083	3.104

出  $B\bar{B}$ 短程快度关联. 表 5 中, 给出了 SDQCM 和 JETSET7.3 预言的  $p\bar{p}, \Lambda\bar{\Lambda}$  和  $\Lambda\bar{p}$  的快度关联强度  $\frac{1}{n_{\text{pair}}} \left\langle \frac{dn}{d\Delta y} \right\rangle \Big|_{|\Delta y| < 0.2}$ . SDQCM 的预言都与实验符合, 而 JETSET7.3 预言的  $\Lambda\bar{p}$  的快度关联强度却比实验强得多<sup>[24]</sup>. 注意到在 LUND 模型中, 如果产生的  $\Lambda$  和  $\bar{p}$  有关联, 则它们

表5 91GeV下, 重子反重子关联强度

Baryon pair	Data	JETSET 7.3	SDQCM
$p\bar{p}$	$1.05 \pm 0.06$	$1.10 \pm 0.03$	0.983
$\Lambda\bar{\Lambda}$	$1.14 \pm 0.08$	$1.17 \pm 0.05$	1.095
$\Lambda\bar{p} + \bar{\Lambda}p$	$0.77 \pm 0.08$	$1.10 \pm 0.05$	0.722

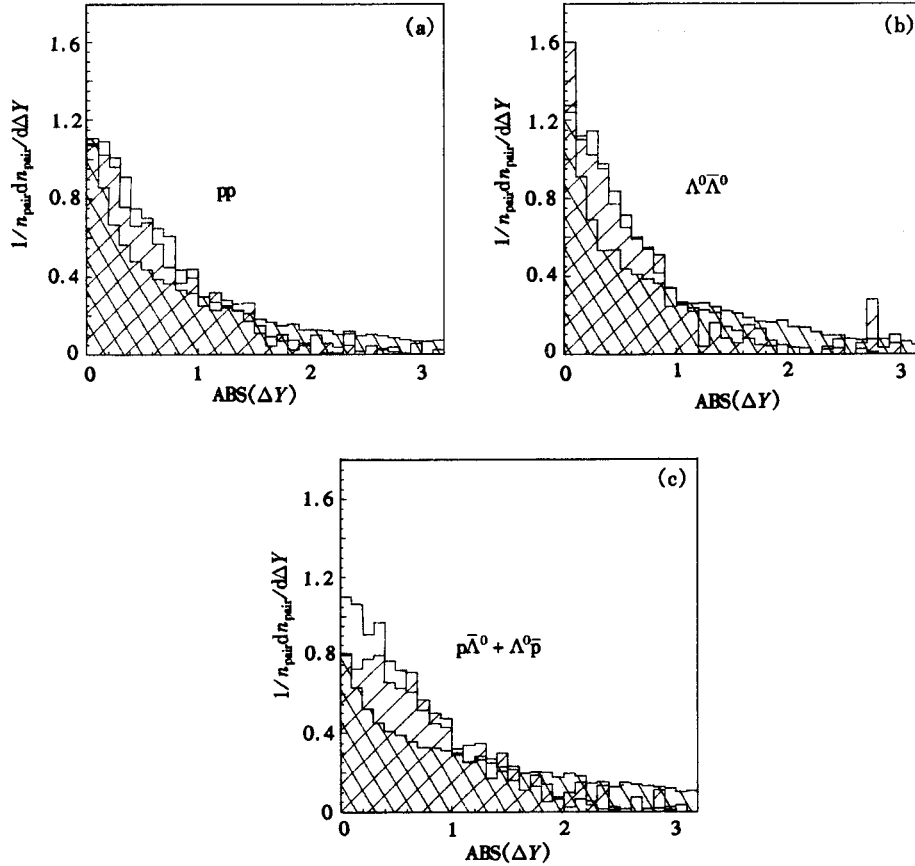


图6 91GeV下, (a) $p\bar{p}$ ; (b) $\Lambda\bar{\Lambda}$ ; (c) $p\bar{\Lambda} + \bar{\Lambda}p$ 快度关联

▨ SDQCM; □ JETSET7.3; ▤ DEPHI data.

之间一定有一个 K 介子产生(如  $\Lambda K^+ \bar{p}$  等组态);而在 QCM 中,根据夸克组合律,即使  $\Lambda$  和  $\bar{p}$  之间的介子不是 K 介子,它们之间仍可能有关联. 这意味着 QCM 预言的  $\Delta p$  的快度关联强度要比 LUND 模型弱. 这已被计算结果证实(见表 5).

上述结果表明重子数定域补偿和重子反重子短程关联这些性质在夸克组合模型框架下是多部分子态强子化的自然结果:随着能量升高,Parton Shower 给出越来越多的部分子,它们在强子化前劈裂为一系列可独立碎裂的子系统;尽管在子系统范围内会出现  $\bar{B}B$  长程关联和重子数的整体补偿,但来自同一子系统的  $\bar{B}B$  在整个系统的相空间中却比较靠近,从而导致  $\bar{B}B$  短程关联和重子数的定域补偿的出现. Cerny 等人未考虑多部分子系统的强子化<sup>[3]</sup>,当然不能得到这些性质.

## 5 结束语

为便于直接与实验及其它模型比较,用国际上流行的 JETSET 事例产生器中的 Monte-Carlo 程序描写  $e^+e^- \rightarrow h's$  反应中的弱电,Parton Shower 和不稳定粒子的衰变过程,并用夸克组合模型处理 Parton Shower 过程给出的多部分子态的强子化,得到一个完整的 QCM 事例产生器(SDQCM). 本文在使用这个产生器时,为便于将 QCM 与 LUND 的强子化模型直接比较,除 PQCD 阶段的部分子分辨率  $S_{\min}$  和强子化过程中的参数,其它参数都是用 JETSET7.3 中与 LUND 弦碎裂模型配套使用的 'default' 值,未根据我们的拟合需要作任何调节,这有可能导致 QCM 的部分预言与实验数据的系统偏离(如图 5).

结果表明 QCM 通过调节仅有的几个自由参数(见表 1)得到的预言与已有的实验都符合较好,并能对一些现象(如重子介子比的能量依赖行为、重子反重子短程关联等)给出更直观的解释. 因此,为了进一步检验 QCM 和其它强子化模型,需要研究新的过程或事件(如  $e^+e^-$  反应中的  $J/\psi$  和  $\Upsilon$  等双重强子的产生过程和重子反重子间产生多个介子的事件等);另一方面,还应尽可能减少强子化模型中的自由参数,只有这样,强子化模型才能更好地起到探索强子化机制的桥梁作用.

## 参 考 文 献

- 1 TASSO Collab, Althoff M et al. Z. Phys., 1983, C17:5
- 2 Sjöstrand T. Inter. J. of Mod. Phys., 1988, A3:751
- 3 Mättig P. Phys. Rep., 1989, 177:141
- 4 Angelis A de. J. Phys., 1993, G19 1233
- 5 TPC Collab, Aihera H et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 55:1047
- 6 ARGUS Collab, Albrecht H et al. Z. Phys., 1989, C43:45
- 7 OPAL Collab, Acton P D et al. Phys. Lett., 1993, B305:415
- 8 Xie Qubing, Liu Ximing, Phys. Rev., 1988, D38:2169
- 9 Liang Zuoatang, Xie Qubing, Phys. Rev., 1991, D43:751
- 10 Xie Qubing, In Proceedings of the XIXth International Symposium on Multiparticle Dynamics 1988, In: Schiff, D, Tran Thanh Van J. ed. Singapore: World Scientific. 1988. 369
- 11 Wang Qun, Xie Qubing, Si Zong guo. Inter. J. Mod. Phys., 1996, A11:5203
- 12 Lai Xiaoping, Xie Qubing, Fang Haiping, High Ener. Phys. Nucl. Phys., 1990, 14:19; Liu Ximing, High

- Ener. Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1989, **13**:801; Chen Esheng, Xie Qubing, High Ener. Phys and Nucl. Phys., 1990, **14**:155  
(刘希明. 高能物理与核物理. 1989, **13**:801)
- 13 Si Zongguo, Xie Qubing, Wang Qun. Commun. Theor. Phys., 1997, **28**:85
  - 14 Gustafson G. Phys. Lett., 1986, **B175**:452; Gustafson G, Petterson U. Nucl. Phys., 1988, **B306**:604
  - 15 Lönnblad L. Comput. Phys. Commun., 1992, **71**:15
  - 16 Dokshitzer Yu L, Muller A H, Troyan S I. Basics of Perturbative QCD. In: Tran Thanh Van J. ed. Gif-sur-Yvette: Editions Frontieres, 1991
  - 17 Wang Qun, Xie Qubing, J. Phys., 1995, **G21**:897
  - 18 Barnett R M et al. Phys. Rev., 1996 **D54**:1
  - 19 Abe K et al. Phys. Rev. Lett., 1994, **72**:3145; DEPHI Collab, Abreu P et al. Phys. Lett. 1995, **B347**:447
  - 20 ALEPH Collab, Buskulic D et al. Z. Phys., 1995, **C66**:355
  - 21 DEPHI Collab, Abreu P et al. Z. Phys., 1996, **C73** 11
  - 22 OPAL Collab, Acton P D et al. Phys. Lett., 1992, **B291**:503
  - 23 JADE Collab, Bartel W et al. Phys. Lett. 1981; **B104** 325; TASSO Collab, Althoff M et al. Z. Phys., 1985, **C27**:27; TPC Collab, Aihara H et al. Phys. Rev. Lett., 1984, **53**:2199; 1985, **54**:274; 1985, **55**:1047; 1986, **57**:3140; MARK2 Collab, Vaissiere C de la et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**:2071; HRS Collab, Derrick M et al. Phys. Rev., 1987, **D35** 2639; TASSO Collab, Althoff M et al. Phys. Lett., 1984, **B139**:126
  - 24 DEPHI Collab, Abreu P et al. 1997 preprint CERN-PPE/ 97-027

## Studying $e^+e^- \rightarrow h's$ Process by Event Generator of Quark Combination Model \*

Si Zongguo<sup>2</sup> Xie Qubing<sup>1</sup>

*1(Department of Physics, Shandong University, Jinan Shandong 250100)*

*2(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan Hubei 430070)*

**Abstract** The event generator of quark combination model is obtained by replacing LUND string fragmentation model in JETSET7.3. Then this generator is applied to study the  $e^+e^- \rightarrow h's$  process. Using much less adjustable parameters than other models. It is found that quark combination model can reproduce a lot of data, such as the average hadron multiplicities, the difference  $\delta_{b\ell}$  between b-quark and light-quark events, the baryon to meson ratios, the event shape distributions and the baryon antibaryon correlations, etc. The reason for some of its predictions deviated from data is discussed. Moreover, it is found that quark combination model can give more direct understanding for some phenomena, eg., the baryon to meson ratios and the baryon antibaryon correlations, etc.

**Key words** hadronization, quark combination model, event generator

---

Received 8 June 1998

\* Supported by the Natural Science Foundation of China